Versuche
über das Zusammenfliessen
zweier
Flüssigkeitsmassen.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doctorwürde

genehmigt von der

hohen philosophischen Facultät

der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität zu Bonn

und mit den

beigefügten Thesen öffentlich zu verteidigen

am 4. August 1894

von

Erich Kaiser

aus Elberfeld.

BONN,

Druck von Ernst Heydorn.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547419_0202

Meiner lieben Mutter.

Bei allen Vorgängen, die uns mit der Oberfläche von Flüssigkeiten in Berührung bringen, haben wir es mit einer Reihe von Capillarerscheinungen zu thun, die mehr oder weniger vollständig beobachtet und verarbeitet sind. Zu Erscheinungen dieser Art, über die wir noch sehr wenig Beobachtungsmaterial besitzen, gehören die des Zusammenfliessens zweier gleichartigen Flüssigkeitsmassen. Eine derselben ist zunächst die, dass ein Tropfen auf eine Oberfläche seiner eigenen Flüssigkeit fallen kann, ohne sich sofort mit derselben zu vereinigen.

Diese und noch ähnliche Erscheinungen etwas aufzuklären, ist der Zweck der vorliegenden Arbeit, die ich auf Veranlassung des Herrn Professor H. Hertz unternommen habe.

1. Lässt man aus einer beliebigen Höhe einzelne Tropfen oder einen Flüssigkeitsstrahl auf eine reine Oberfläche derselben Flüssigkeit fallen, aus der sie selbst bestehen, so wird sich im allgemeinen der Tropfen oder der Strahl sofort mit der ruhenden Flüssigkeit vereinigen. Diese Vereinigung ist momentan und kann nun dadurch verändert werden, dass man den Tropfen nur aus wenigen Millimetern Höhe auf die Oberfläche fallen lässt oder aber dafür sorgt, dass sich der Strahl erst kurz oberhalb derselben in einzelne Tropfen auflöst. In diesen beiden Fällen findet nicht mehr eine momentane Vereinigung des Tropfens oder der Tröpf-

chen, in die der Strahl aufgelöst ist, statt, sondern dieselben bleiben auf der Oberfläche liegen und verschmelzen erst einige Zeit nach dem Auffallen mit der Unterlage. In dem Falle des Flüssigkeitsstrahles rollen sie, da wegen des fortwährenden Zuflusses eine Bewegung der unteren Flüssigkeit eintritt, auf derselben umher, vereinigen sich mit einander, wenn sie in ihrer Bewegung zusammentreffen, und verschwinden erst nach einiger Zeit.

Diese Erscheinung kann nun nicht nur unter den angegebenen Laboratoriumsverhältnissen beobachtet werden, sondern man begegnet ihr auch an vielen Punkten in der freien Natur. Jeder, der bei einer Nachenfahrt das Wasser zu den Seiten des Nachens und namentlich die Stellen ins Auge fasst, wo das Ruder aus dem Wasser gezogen wurde, und über die es sich beim Rückwärtsführen hinwegbewegte, wird sehen, wie an diesen Stellen eine ganze Reihe von Tropfen auf dem Wasser liegen, die infolge der in ihnen stattfindenden Reflexion dem Auge sofort auffallen. Auch beim Aufschlagen mit einem Stocke oder einem Zweige auf eine Wasseroberfläche sieht man dieselben an der getroffenen Stelle umherrollen. An jedem Springbrunnen spritzen infolge des Aufschlagens der Wassermassen Tropfen in die Höhe, welche, wenn die Flüssigkeit nicht zu unruhig ist, längere Zeit auf derselben ruhen. Dasselbe kann man bei Regengüssen auf jedem nicht zu schmutzigen Wassertümpel beobachten. Beim Filtrieren der meisten Flüssigkeiten ist ebendasselbe bemerkbar, wenn die Tropfen aus nicht zu grosser Höhe auf die untere Flüssigkeit fallen. Auch noch eine andere von Wüllner[1]) erwähnte Erscheinung gehört hierher.

1) Wüllner, Lehrbuch der Experimentalphysik. IV. Aufl. I, 652.

Streicht man eine bis zu ihrer halben Höhe gefüllte Glocke mit einem Violinbogen an, so wird dieselbe in Schwingungen versetzt, die sich durch die Bewegung des Wassers kund thun. Häufig werden dabei „Tröpfchen von der Stelle der stärksten Schwingung auf die Oberfläche der Flüssigkeit geworfen, welche sich eine Zeit lang halten und in regelmässigen Figuren angesammelt werden können".

2. Diese auf der Oberfläche ihrer eigenen Flüssigkeit liegen bleibenden Tropfen, die wir kurz als schwimmende Tropfen bezeichnen wollen, treten nun in manchen Fällen gleichzeitig mit Luftblasen auf, mit denen sie sehr leicht verwechselt werden können. Jedoch trennen eine Reihe bei genauerer Betrachtung in die Augen fallende Unterschiede beide Erscheinungen von einander. Fig. 1 zeigt uns die charakteristische Form

Fig. 1.

des schwimmenden Tropfens im Durchschnitt. Während eine Luftblase von der Oberfläche der Flüssigkeit der Unterlage überzogen wird, biegt sich diese bei den Tropfen aus und bildet eine Mulde, in der der Tropfen ruht, also auf der Oberfläche schwimmt. Weiter ist die Totalreflexion, die an der Unterseite des Tropfens eintritt, ein sicheres Unterscheidungsmerkmal den Luftblasen gegenüber.

3. Man sieht die Erscheinung bei allen Flüssigkeiten, die man auf das Auftreten der schwimmenden Tropfen hin beobachtet, eintreten. Keine derselben macht, wenigstens bei denen von mir untersuchten, eine Ausnahme von dieser allgemeinen Regel. Schon

Gossart hat in einer Arbeit[1]) darauf aufmerksam gemacht, dass alle Flüssigkeiten auf sich selbst rollen, wenn man Tropfen derselben auf eine gekrümmte Oberfläche fallen lässt. Als solche Oberfläche benutzte Gossart die, welche man zwischen zwei unter einem kleinen Winkel gegen einander gelegten Glasplatten erhält. Die Erscheinung des Rollens beschränkt sich nun aber nicht auf diese gekrümmten Flüssigkeitsoberflächen allein. Man kann sie auch, wie schon bemerkt, auf jeder ebenen Oberfläche beobachten, wenn man aus einer ausgezogenen Glasröhre einen Flüssigkeitsstrahl gegen eine Oberfläche der Flüssigkeit des Strahles austreten lässt und den Zufluss durch einen Hahn so regelt, dass sich der Strahl 5—10 mm oberhalb der Oberfläche in einzelne Tropfen auflöst. Auf diese Weise habe ich eine ganze Reihe von Flüssigkeiten untersucht. Die einzige Flüssigkeit, bei der die schwimmenden Tropfen nur sehr schwer zu beobachten waren, war das Quecksilber. Meistens schien dies davon herzurühren, dass die Oberfläche des Quecksilbers nicht rein genug war, oder dass die Tropfen zu gross und demzufolge zu schwer waren. Umging man diese Fehlerquellen, so war auch beim Quecksilber ein Rollen zu beobachten. Vergleicht man die verschiedenen Flüssigkeiten mit einander, so sieht man, wie die schwimmenden Tropfen bei denselben verschieden lange bestehen bleiben und sie eine verschiedene Grösse erreichen können.

Zu den Flüssigkeiten, bei denen man sie am besten beobachten kann, gehören: Terpentinöl, Alkohol (Aethyl- wie Methyl-), Petroleum, Benzol, geschmolzenes Wachs und Seifenwasser.

---

1) Compt. rend. 113. 1891. pg. 537. Wied. Beibl. 16. 1892. pg. 181.

Weniger gut sieht man sie bei: Paraffinum liquidum, Glycerin, Olivenöl und anderen Oelen, bei Aether, Wasser und den Lösungen von Salzen in Wasser, am schlechtesten bei Quecksilber (s. oben).

Ausser bei den hier angeführten Flüssigkeiten wurde die Tropfenbildung gelegentlich auch noch bei einer Reihe anderer beobachtet, die alle hier anzuführen, wohl kein besonderes Interesse haben dürfte.

Um die Eigenschaften der schwimmenden Tropfen zu studieren, wurden in den meisten Fällen die ersten der angeführten Flüssigkeiten benutzt, so namentlich Terpentinöl und Alkohol, in einzelnen anderen Fällen auch Paraffinum liquidum und Wasser.

5. Wasser und Quecksilber, zwei Flüssigkeiten, die die schwimmenden Tropfen nicht so gut zeigen, haben eine grosse Oberflächenspannung. Die Flüssigkeiten mit grosser Oberflächenspannung haben nun das Bestreben, diese zu verringern, indem sie jeden auf sie auffallenden Schmutz mit Leichtigkeit adsorbieren und auf ihrer Oberfläche ausbreiten. Davon könnte es nun herrühren, dass bei diesen Flüssigkeiten eine geringe Verunreinigung der Oberfläche in manchen Fällen die Tropfenbildung verhindert. In Bezug auf solche Verunreinigungen hat nun schon Reynolds[1]) einen Versuch angestellt. Er war auf die Erscheinung der hier behandelten Tropfen an einem Teiche aufmerksam geworden und streute nun auf die Oberfläche desselben Schwefelblumen, um zu sehen, ob die dadurch bewirkte Verunreinigung die Tropfenbildung auf der Oberfläche verhindere. Er sah dann, wie die ersten die Oberfläche treffenden Tropfen den Staub wegtreiben und erst späterhin folgende auf der Oberfläche umherrollen,

1) Proceedings of Manch. Lit. and Phil. Soc. 21. 1881/82. pg. 1. Chemical News 44. 1881. pg. 211. Wied. Beibl. 6, pg. 178.

ohne sich mit derselben zu vereinigen, wobei sie aber über den vom Staube freien Teil nicht hinauskommen. Durch die auffallenden Tropfen wird also die Oberfläche vom Schmutz gereinigt, und man sieht, dass die Oberfläche rein sein muss, damit die schwimmenden Tropfen auftreten können. Unter diesen Umständen wird man sich nun fragen, wie im Freien, wo doch die Wasseroberflächen fast niemals ganz rein sind, die schwimmenden Tropfen doch zu beobachten sind? Dass nun aber auch in den oben angegebenen Fällen, in denen man die Tropfenbildung beobachten kann, die Oberfläche vom Schmutze gereinigt ist, erhellt aus einer andern von Reynolds angegebenen Beobachtung. Nicht nur das Auffallen von Tropfen treibt den Schmutz von einem bestimmten Teile der Oberfläche hinweg, sondern auch das Eintauchen eines Stockes, wie das Umrühren mit einem solchen[1]). Dann wird nun wohl auch das Herausheben eines Ruders, wie das Aufschlagen eines Stockes oder eines Wasserstrahles den Schmutz mit herunterreissen oder zur Seite treiben und dadurch eine kleine Fläche reinigen, die hinreichend gross genug ist zum Auftreten der Tropfen, welche aber bald wieder infolge der Eigenschaften der Oberflächenspannung verunreinigt wird.

Geht man nun aber dazu über, ein noch feineres Pulver als Schwefelblumen, wie z. B. Lycopodiumsamen oder gekaufte Schwefelblumen in noch verkleinerterem Zustande als Verunreinigungsmittel anzuwenden, so wird man sehen, wie sich die Oberfläche des Wassers mit einer vollständigen Haut von diesen Pulvern bedeckt. Lässt man auf diese Wassertropfen auffallen, so durchbrechen dieselben nicht sofort die Haut, sondern

1) a. a. O.

bleiben auf derselben liegen. Es ist diese Erscheinung vollständig analog damit, dass man einen Tropfen Wasser auf ein Stück Sammet legen kann, ohne dass derselbe zwischen die Härchen desselben einsinken kann. Es ist das eine Folge der hohen Oberflächenspannung des Wassers, welche jede zwischen zwei Härchen oder zwei Lycopodiumsporen eindringende Wassermasse von nicht zu grossem Gewichte zurücktreibt. Die auf der Wasser-Lycopodiumhaut liegen bleibenden Tropfen können zu grösseren vereinigt werden, die in meinen Versuchen einen Durchmesser bis zu ca. 17 mm erreichten. Ganz dieselbe Erscheinung der Bildung von Häuten zeigte sich bei Flüssigkeiten von gleich grosser oder grösserer Oberflächenspannung als der des Wassers, wie z. B. bei Quecksilber und den Lösungen von $CaCl_2$, SO_4Na_2, CO_3K_2 in Wasser. Vergleicht man hiermit die Hautbildung bei Chloroform, welches eine geringere Oberflächenspannung (2,7 gegen 7.2 Milligramm pro Millimeter)[1]) und ein grösseres specifisches Gewicht wie Wasser (1.53 gegen 1,00)[2]) hat, so sieht man bei diesem eine Bildung von Häuten mit den verschiedenen Pulvern nicht eintreten. Dasselbe gilt von Alkohol (spec. Gew. 0,79[2]), Oberflächenspannung 2,24[1]). Es ist diese Hautbildung also bloss eine Eigenschaft der Flüssigkeit mit grosser Obenflächenspannung.

5. Die im vorigen Abschnitte besprochene Erscheinung ist dem Auftreten der schwimmenden Tropfen sehr ähnlich. Jedoch ist der Grund für das Auftreten beider ein ganz verschiedener. Noch eine andere Erscheinung hat mit den schwimmenden Tropfen eine gewisse Aehnlichkeit, nämlich das Leidenfrostsche

1) Quincke, Pogg. Ann. 139. 1870. pg. 10.
2) Landolt-Börnstein, Phys. chem. Tab. II. Aufl.

Phänomen[1]). Aber auch dieses verdankt seine Entstehung einem anderen Grunde, im Gegensatz zu anderen später zu besprechenden Erscheinungen, bei denen wir die reine Erscheinung der Vereinigung zweier gleichartigen Flüssigkeitsmassen beobachten. Bei dem Leidenfrostschen Phänomen hat man es gewöhnlich mit einem Flüssigkeitstropfen auf einem erhitzten Gefässe oder auf einer erhitzten Flüssigkeitsoberfläche zu thun. Immer ist dabei die Temperatur des Tropfens erheblich geringer wie die der Unterlage. Der allgemein angenommenen Ansicht nach verdankt der Leidenfrostsche Tropfen sein Auftreten der sich an dem Tropfen allein oder an Tropfen und Unterlage entwickelnden Dampfschicht. Von dieser wird er wie auf einem Luftkissen getragen[2]). In den meisten Fällen, in denen man Tropfen auf erhitzten Flüssigkeiten beobachtet hat, war die Flüssigkeit der Unterlage eine andere als die des Tropfens. Nur Berger spricht davon, dass „die Darstellung von Sphäroiden aus der Flüssigkeit der Unterlage besser mit Seifenwasser als mit gewöhnlichem Wasser gelingt.“ [3])

6. Bei dem Auftreten der schwimmenden Tropfen können nun Complikationen mit den unter 4 und 5 behandelten Erscheinungen eintreten. Schon die angeführte Beobachtung von Berger bietet eine solche, einen Uebergang von den schwimmenden Tropfen zu dem Leidenfrostschen Phänomen. Es ist die Ver-

1) vgl. hierzu Boutigny, Nouvelle branche de physique. II. Aufl. Paris 1847. Deutsch von Arendt. Leipzig 1858. — Berger, Ueber Sphäroidalzustand, Pogg. Ann. 119. 1863. pg. 594 ff. — Buff, Ueber die Theorie der Leidenfrostschen Versuche, Liebigs Ann. d. Chem. Bd. 77, pg. 1. — etc. etc.

2) Entgegen der veralteten Ansicht von Boutigny, a. a. O., pg. 113 (frz. Ausg.) resp. pg. 173 (dtsche Ausg.).

3) a. a. O., pg. 600.

dämpfung oder Verdunstung, welche bei dem Auftreten der ersteren Erscheinung eine grosse Rolle spielen und dieselbe sehr begünstigen kann. Man sieht nämlich die schwimmenden Tropfen bei erhöhten Temperaturen sehr viel regelmässiger auftreten, als bei gewöhnlichen Beobachtungstemperaturen. Ebenso leicht wie bei Alkohol gelingt dies bei allen anderen Flüssigkeiten, die bis zu ihrem Siedepunkte erhitzt werden. So sieht man schon die Tröpfchen, die infolge des Zerspringens der beim Sieden aufsteigenden Blasen auf die Flüssigkeitsoberfläche geworfen werden, sich dort längere Zeit halten. Lässt man Tropfen von einem Thermometer abfallen, das in die betr. Kochflasche hineinragt, sodass sich die aufsteigenden Dämpfe an demselben verdichten können, so kann man ungefähr die Temperatur der abfallenden Tropfen bestimmen. Dieselbe beträgt immer nur einige Grade weniger als die der Flüssigkeit selbst, welche immer nur wenige Grade unter der Siedetemperatur der Flüssigkeit, also bei Alkohol bei ca. 75 ° liegt. Es ist nun schon von verschiedenen Autoren eine untere Grenze für die Temperatur der Unterlage angegeben worden, bei der auf ihr noch ein Tropfen einer bestimmten Flüssigkeit als Leidenfrostscher Tropfen auftreten kann. So ist z. B. bei Alkohol eine untere Grenze von 134° gefordert worden [1]). Danach könnten auf siedendem Alkohol keine Tropfen aus Alkohol auftreten, da derselbe bei 79° siedet. Dass nun wirklich bei 75° und tieferen Temperaturen noch solche Tropfen auftreten, zeigt die Unhaltbarkeit der angegebenen unteren Grenzen. Es zeigt sich nun ferner, dass die auf erhitzten Flüssigkeiten sich bildenden Tropfen grösser werden und sich längere Zeit halten, wie die bei

1) Boutigny, a. a. O., pg. 5 resp. pg. 4.

niedereren Temperaturen. So blieben z. B. bei bis auf etwa 70° erhitztem Alkohol Tropfen bis zu 10 Minuten liegen und schwankte ihr grösster Durchmesser um 0,6 cm. Die Flüssigkeit wurde nicht ganz bis zum Sieden erhitzt, damit nicht durch die lebhafte Bewegung des Siedens das Auftreten der Erscheinung gestört würde.

Ebenso wie durch eine lebhafte Wärmezufuhr kann nun die Verdunstung durch Auspumpen der Luft aus dem Raume, in dem die Tropfen auf die Flüssigkeitsoberfläche fallen, beschleunigt werden. Auch in diesem Falle bleibt jeder Tropfen längere Zeit liegen, kleine vereinigen sich zu einem grösseren, und erst nach längerer Zeit verschwinden sie in der unteren Flüssigkeit. Nimmt man zur Beobachtung dieser speciellen Erscheinung unter der Luftpumpe die zum Hervorbringen der Tropfen am meisten geeigneten Flüssigkeiten[1]), so kann man mit denselben leicht Tropfen erhalten, die einen Durchmesser von 1 cm und mehr erreichen. Bei Petroleum und Alkohol blieben solche Tropfen von 1,5 bis 2 cm Durchmesser ca. 4 – 5 Minuten liegen, wobei natürlich ein Sieden der Unterlage vermieden werden musste. Um den grossen Tropfen, der eine starke Ausbuchtung der unteren Flüssigkeit bewirkt (Fig. 1), sammeln sich eine Reihe kleinerer, die nach und nach von dem grossen aufgenommen werden. Dass diese angegebene Grösse der Tropfen nicht allein eine Folge der Verdunstung sein kann, ergiebt sich aus dem Vergleich mit den Beobachtungen bei erhöhten (Siede-) Temperaturen des Alkohols.

Verfolgt man die Bildung der schwimmenden Tropfen längere Zeit unter der Luftpumpe, so sieht

1) vgl. pg. 8.

man, wie dieselbe am besten vor sich geht, solange man gerade auspumpt. Nach und auch schon während des Auspumpens sättigt sich die im Recipienten zurückgebliebene Luft mit dem Dampfe der betr. Flüssigkeit und die Tropfen bleiben nicht mehr solange liegen, wie vorher. Es erhellt das aus einer Anzahl von Beobachtungsreihen, die mit Alkohol angestellt wurden. Eine dieser Reihen möge hier wiedergegeben werden.

Die dabei angewandte Versuchsanordnung war folgende: Die Tropfen fielen aus einem mit capillarer Endigung versehenen Gefässe aus ca. 8 mm Höhe auf eine reine Alkoholoberfläche. Das Ganze stand unter einem Rezipienten, der ganz fest, unabhängig von der Luftpumpe aufgestellt war, damit keine Schwankungen die Oberfläche treffen und so die Erscheinung stören konnten. Das Tropfgefäss war so weit ausgezogen, dass sich der eine Tropfen erst loslöste, nachdem der vorhergehende verschwunden war. Die Zeit t, die zwischen dem Auffallen und dem Verschwinden verfliesst, wurde mit einer sogenannten Tertienuhr bestimmt. Trotzdem diese Methode nicht völlig von subjectiven Fehlern frei ist, so liefert sie doch Werte für die Zeit, die einen Vergleich mit einander gestatten. Diese Zeiten sind unter verschiedenen Bedingungen angegeben. Der Druck musste bei höheren Drucken roh geschätzt werden, da das angewandte Manometer nur Drucke bis zu 110 mm Quecksilbersäule anzeigte.

Es betrug die Zeit t in Sekunden

a) vor dem Aufsetzen des Rezipienten 2, 3, $1^2/_5$, $1^3/_5$, $2^1/_5$, $2^2/_5$, 2 . . . .

nach dem Aufsetzen des Rezipienten 2, $2^1/_5$, $1^4/_5$, $1^3/_5$, 1, 1, $^3/_5$, $^3/_5$, $^4/_5$, $^3/_5$, $^4/_5$ . . . .

Aus diesen beiden Reihen ist also schon ersichtlich, wie schon die Verdunstung an der gewöhnlichen

Luft eine Rolle mitspielen kann. Denn sehr bald muss in dem aufgesetzten Rezipienten die Luft mit Alkoholdampf gesättigt sein, sodass keine weitere Verdunstung mehr stattfinden kann. Findet also keine Verdunstung mehr statt, so können die Tropfen nicht mehr so lange schwebend erhalten werden wie bis dahin.

b) unter dem Recipienten nach	Druck in mm
0 Kolbenzügen	wie oben	Quecksilbersäule
während der ersten drei Kolbenzüge	$2, 2^3/_5, 2^2/_5, 2, 1^3/_5$	
nach den ersten drei Kolbenzügen	$1^2/_5, 1, 1, 1^2/_5, 1^3/_5, 1, 1, {}^3/_5, {}^2/_5, {}^3/_5, {}^2/_5$	ca. 250—300 mm
während der folgenden drei Kolbenzüge	$2, 2^2/_5, 1^4/_5, 1^3/_5$	
nach den folgenden drei Kolbenzügen	$1^3/_5, 1, 1, {}^4/_5, {}^3/_5, {}^3/_5$	110 mm
nach den folgenden zwei Kolbenzügen	$1, {}^3/_5, {}^2/_5, {}^4/_5, {}^3/_5, {}^2/_5$	82 mm
nach einigen weiteren Kolbenzügen	bleiben die Tropfen $^1/_5 — {}^2/_5$ Sekunden liegen.	38 mm

Wir ersehen aus diesen Zahlen, einen wie grossen Einfluss die Verdunstung, resp. Verdampfung auf das Auftreten der schwimmenden Tropfen haben kann. Aber dass die Verdampfung nicht allein die Ursache der besseren Erscheinung ist, ergiebt sich daraus, dass es wenn auch sehr schwer, so aber doch möglich ist, in einem luftverdünnten Raume die Erscheinung noch zu beobachten, wenn dieser Raum vollständig mit dem Dampfe der betr. Flüssigkeit gesättigt ist. Allerdings können darin die Tropfen nicht so gross werden und so lange liegen bleiben wie unter anderen Umständen.

Man kann die schwimmenden Tropfen auch noch beobachten bei Wasser und geschmolzenem Wachs dicht oberhalb ihrer Erstarrungstemperatur. Bei Alkohol bemerkte ich keinen Unterschied, wenn man von der gewöhnlichen Beobachtungstemperatur zu solchen von —10° bis —15° überging.

7. Das Verschwinden der Tropfen ist nun kein ganz plötzliches oder vielmehr nicht sofort vollständiges. Schon Reynolds muss dieser Umstand aufgefallen sein, denn er sagt von den Tropfen „*they disappear, apparently somewhat gradually*", ohne weiter die Erscheinung dieses Verschwindens näher auseinanderzusetzen[1]). Man beobachtet nämlich an den Stellen, wo ein grösserer Tropfen verschwindet, nachher einen kleineren, der wieder von einem noch kleineren ersetzt werden kann. Am auffälligsten wird dies bei den grossen Tropfen unter der Luftpumpe. An der Stelle, wo der grosse Tropfen verschwunden ist, sieht man nachher eine ganze Menge kleiner Tropfen schwimmen.

8. Man konnte nun von vornherein vermuten, dass die Tropfen von der darunter befindlichen Flüssigkeit durch eine Luft- resp. Gasschicht getrennt sein müssten, welche das Hindernis für die Vereinigung beider bildet. Diese Vermutung wird nun durch eine Reihe von Beobachtungen gestützt. So ist man zu der Annahme einer solchen Luft- resp. Gasschicht genötigt durch die Beobachtung der Totalreflexion an der Grenze dieser Schicht mit der unteren Flüssigkeit. Man sieht diese am besten bei den grossen, unter der Luftpumpe erhaltenen Tropfen. Das Licht, welches von einer seitwärts stehenden Lichtquelle auf die Unterseite des Tropfens fällt, wird von allen den Punkten total reflektiert, in denen

1) Chemical News. 44. 1881. pg. 212.

er auf der Flüssigkeitsoberfläche aufzuliegen oder mit ihr in Berührung zu sein scheint. Weiter ist es nun, wie sich später ergeben wird, bei völlig analogen Erscheinungen möglich, in dieser Luft- resp. Gasschicht das Auftreten Newtonscher Ringe resp. Newtonscher Farben nachzuweisen. Aus dem Auftreten bestimmter Farben lässt sich dann ein Schluss auf die Dicke der Schicht machen.

Nimmt man nun diese Schicht zwischen Tropfen und Flüssigkeit an, so sieht man, dass eine endgültige Vereinigung von Tropfen und Flüssigkeit erst dadurch zustande gebracht werden kann, dass die zwischen beiden eingeschlossene Luft durch den Druck des auf ihr lastenden Tropfens aus dem Raume zwischen ihnen herausgepresst wird.

Einen Entscheid darüber, woher die zwischen Tropfen und Flüssigkeit eingeschlossene Luft stammt, ob es nur Luft ist, die durch den mit nur sehr geringer Geschwindigkeit auffallenden Tropfen nicht sofort weggetrieben wird, oder ob es eine an der Oberfläche der Flüssigkeit wie des Tropfens adsorbierte Luftschicht ist, darüber kann erst die Durchführung einer am Schluss der Arbeit angedeuteten Theorie Aufschluss geben.

9. Die schwimmenden Tropfen bieten nun eine sehr labile Erscheinung. Schon nach kurzer Zeit verschwinden sie, wenigstens an der freien Luft, ohne dass man mit ihnen besondere Beobachtungen anstellen könnte. Es erschien deshalb als besonders vorteilhaft, zu einer anderen Erscheinung zu greifen, die in derselben Weise das Zusammenfliessen zweier Flüssigkeitsmassen zeigt.

Zu solchen Erscheinungen, die eine vollständige Analogie mit den schwimmenden Tropfen bieten, ge-

hören nun zwei gegen einander treffende Wasserstrahlen und zwei an einander gelegte Seifenblasen. Zwei Wasserstrahlen, die inbezug auf ihr Zusammenfliessen schon seit längerer Zeit von Lord Rayleigh[1]) und Newall[2]) untersucht worden sind, prallen von einander ab, wenn sie unter nicht zu grossem Winkel gegen einander auftreffen, wenn also die beim Zusammenstosse thätige Kraft nicht zu gross ist; sie vereinigen sich, wenn sie verunreinigt sind, kurz sie teilen vollständig die Eigenschaften der schwimmenden Tropfen. Die zwischen beiden befindliche Luftschicht ist von Newall[3]) durch die Beobachtung Newtonscher Ringe nachgewiesen worden. Dieselben Erscheinungen treten nun in ganz entsprechender Weise bei zwei Seifenblasen auf, deren Eigenschaften Boys[4]) eingehend dargelegt hat. Derselbe hat unter anderem auch darauf aufmerksam gemacht, dass zwei Seifenblasen an einander gelegt werden können, ohne dass dieselben sich miteinander vereinigen[5]).

Andere Eigenschaften der Seifenblasen und schwimmenden Tropfen führen direkt von der einen Erscheinung zur anderen über. So kann man auf eine in einem Ringe ausgespannte, wagerechte Lamelle Seifenwassertropfen so auffallen lassen, dass diese auf derselben liegen bleiben, ohne sich mit ihr zu vereinigen. Man kann es dahin bringen, eine ganze Reihe von Tropfen auf der Lamelle anzusammeln, wodurch dieselbe vollständig nach unten durchgebogen wird. Nach

1) Proc. Roy. Soc. 28. 1879. pg. 406; 29. 1879. pg. 71; 34. 1882. pg. 130.

2) Phil. Mag. (5), 20. 1885. pg. 31.

3) a. a. O., pg. 32.

4) Boys, Phil. mag. (5), 25. 1888. pg. 409. — Boys, Soap-Bubbles. London 1890; deutsch von Meyer, Leipzig 1893.

5) Phil. mag. (5), 25. 1888. pg. 410.

einiger Zeit vereinigen sich dann Tropfen und Lamelle, die Tropfen fallen ab, während die Lamelle, ohne zu zerreissen, in ihre alte Lage zurückschnellt. Ebenso kann man auf die Oberfläche einer Seifenlösung kleine Seifenblasen auffallen lassen, die dort eine Zeit lang liegen bleiben, bis sie sich mit der Oberfläche vereinigen und die als Schaum bekannte Erscheinung bilden. Alle Eigenschaften der schwimmenden Tropfen deuten nun auch schon darauf hin, dass es allein die Oberflächen der Flüssigkeit wie des Tropfens sind, die beim Zusammenfliessen beider in Frage kommen. Man kann deshalb an Stelle der schwimmenden Tropfen eine Seifenblase und eine Seifenlamelle oder auch zwei Seifenblasen setzen.

10. Für zwei auf einander auftreffende Wasserstrahlen wie für zwei Seifenblasen ist nun schon nachgewiesen worden, dass sie sich unter dem Einfluss in die Nähe gebrachter elektrisierter Körper sofort vereinigen[1]). Eine Beobachtung ähnlicher Art haben auch Elster und Geitel[2]) gemacht. Dieselben liessen auf eine leitende Wasseroberfläche die Tropfen eines Zerstäubers auffallen, welche von derselben reflektiert wurden, ohne dass eine Vereinigung stattfand, wogegen dieselbe durch kleine Potentialdifferenzen ausserordentlich befördert wurde.

Für die schwimmenden Tropfen gelten diese Beobachtungen mit der Massgabe, dass bei Annäherung elektrisierter Körper Tropfen und Flüssigkeit verschmelzen, wenn die angewandte Flüssigkeit ein Leiter oder guter Halbleiter der Elektrizität ist. Um diese Er-

1) Lord Rayleigh, Proc Roy. Soc. 34. 1888. pg. 140. — Boys, Phil. Mag. (5), 25. 1888. pg. 417.

2) Wied. Ann. 25. 1885. pg. 129.

scheinung zu beobachten, lässt man wieder einen sich kurz oberhalb der Flüssigkeitsoberfläche in Tropfen zerteilenden Strahl auf dieselbe auffallen. Diese Tropfen kann man dann in grösserer Zahl auf der Oberfläche erhalten. Nähert man dann der Oberfläche eine geriebene Glas- oder Hartgummistange, so vereinigen sich in dem einen Falle die Tropfen mit der Oberfläche und die nachfolgenden bleiben nicht mehr liegen, während im anderen Falle die Bildung der schwimmenden Tropfen weiter zu beobachten ist. Entfernt man die Stange, so treten die Tropfen wieder auf. Eine Einwirkung auf die Zerteilung des Strahles wird dadurch verhindert, dass die Stange bis auf wenige Centimeter an denselben herangebracht wird[1]). Die Einwirkung der Annäherung elektrisierter Körper auf das Verschwinden der schwimmenden Tropfen war sofort zu bemerken bei Alkohol, geschmolzenem Wachs, Wasser, besser noch bei angesäuertem Wasser oder Seifenwasser und bei Paraffinum liquidum bei Temperaturen zwischen 150° und 170°. Bei letzterem erkannte man sehr gut die Einwirkung der besseren Leitungsfähigkeit bei höheren Temperaturen[2]). Bei einer Temperatur von ca 20° haben in die Nähe gebrachte elektrisierte Körper fast gar keinen Einfluss, während bei 5° die Vereinigung durch besagte Annäherung überhaupt nicht beschleunigt wird. Auch Terpentin und Glycerin reagieren auf diese Annäherung nicht.

Durch diese Annäherung elektrisierter Körper wird nun zwischen Tropfen und Flüssigkeit eine bestimmte Potentialdifferenz hervorgerufen. Wir sehen aber, wie unter Einwirkung einer solchen Tropfen und Flüssig-

1) Wiedemann, Elektricität (Braunschweig 1887) I, pg. 27. — Beetz. Pogg. Ann. 144. 1891. pg. 443.

2) Wiedemann, Elektricität, I, pg. 565.

keit ebenso zusammenfliessen, wie dasselbe bei Wasserstrahlen und Seifenblasen der Fall ist.

11. In welcher Weise wirkt nun diese elektrostatische Potentialdifferenz? Zwei Annahmen können zur Beantwortung dieser Frage führen:

1. Es können zunächst die einander gegenüber liegenden Flächen von Flüssigkeit und Tropfen, deren Potentialdifferenz nicht Null ist, wie die Belegungen zweier Condensatorplatten wirken und kann infolgedessen eine Anziehung beider Platten erfolgen. Dadurch wird auf die zwischen beiden eingeschlossene Luft ein Druck ausgeübt, wodurch diese ebenso wie durch mechanische Drucke gezwungen wird abzufliessen. Es wird also eine Annäherung von Tropfen und Flüssigkeit bewirkt, bis der Abstand beider auf den Radius der Molekularwirkungssphäre gesunken ist, und eine Vereinigung eintritt.

2. Andererseits könnte nun aber die Vereinigung von Tropfen und Flüssigkeit bei einem bestimmten Abstande auch nur durch eine bestimmte Potentialdifferenz herbeigeführt werden, indem der Contact zwischen ihnen durch einen die sie trennende Haut durchbrechenden Funken bewirkt wird.[1])

12. Diese beiden Annahmen mögen nun an der Hand zweier Seifenblasen und nicht mehr an schwimmenden Tropfen untersucht werden, welche beiden Erscheinungen ja vollständig mit einander vertauschbar sind. Es verfliesst bei den Seifenblasen immer eine längere Zeit zwischen der ersten Berührung und der

1) vgl. die ebenfalls doppelte und ähnliche Erklärung der Einwirkung elektrischer Potentialdifferenzen für zwei Flüssigkeitsstrahlen bei Rayleigh, Proc. Roy. Soc. 34. 1882. pg. 145 und die Entscheidung von Newall, Phil. Mag. (5), 20. 1885. pg. 33 zu Gunsten der zweiten Annahme.

Vereinigung beider, welche Zeit viel mehr der Beobachtung zugänglich ist als bei den schwimmenden Tropfen.

Das hier gebrauchte Wort „Berührung" ist nicht sehr am Platze, da, wie wir im folgenden sehen werden, bei zwei Seifenblasen eine Berührung im wahren Sinne des Wortes nicht stattfinden kann, und beide zusammenfliessen, ehe ihr Abstand streng genommen gleich Null geworden ist. Es möge aber im folgenden „Berührung" immer dann gebraucht werden, wenn es sich um eine solche Annäherung handelt, dass die eine dem Drucke der anderen nachgiebt.

Bei diesen Versuchen wurde eine Seifenlösung benutzt, die nach folgendem, dem Princip nach schon von Terquem[1]) angegebenen Recepte hergestellt war. Es werden 20 g fein geschabter und vollkommen getrockneter Marseiller Seife in 1 Liter warmen Wasser gelöst. Diese Lösung lässt man 24 Stunden bei niedriger Temperatur (ca 10°) stehen. Darauf filtriert man dieselbe so lange durch dasselbe Filter, bis sie vollständig klar durchläuft. Zu je 100 g Seifenlösung werden je 30 g Zucker hinzugefügt. Dabei ist es von grosser Wichtigkeit, dass einerseits als Lösungswasser kein Wasserleitungswasser, sondern nur destilliertes Wasser (speciell kein kalkhaltiges Wasser) benutzt wird, und andererseits die Aufbewahrungsflaschen und die als Behälter für die Gebrauchsflüssigkeit dienenden Gefässe vollständig trocken in Gebrauch genommen werden, da sonst eine Trübung der Flüssigkeit eintritt, die von grossem Nachteil sein kann. Diese Seifenzuckerlösung verdient vor der von Plateau angegebenen Glycerinseifenlösung unbedingt den Vorzug, da sie sehr viel leichter herzustellen ist als letztere. Es ist

1) Journal de physique, publié par d'Almeida VII. 1878. pg. 340. Wied. Beibl. 3, pg. 150.

diese Lösung ausserordentlich brauchbar zur Erzeugung Plateauscher Lamellensysteme, wie zur Demonstration Newtonscher Farben.

13. Die zweite der unter 11 aufgestellten beiden Annahmen ist nun nicht stichhaltig oder vollständig aufrecht zu erhalten, da sich zeigt, dass man zwei Seifenblasen schon dadurch zur Vereinigung bringen kann, dass man auf die zwischen beiden eingeschlossene Luft einen mechanischen Druck ausübt und dieselbe so herausquetscht. Es steht diese Beobachtung im Gegensatze zu der Behauptung von Boys [1]), dass eine Druckverstärkung zum Zwecke der Vereinigung zweier Blasen nur ein Platzen beider bewirke. Die Vereinigung findet nun aber in fast allen Fällen nach einiger Zeit statt, wenn man zwei Seifenblasen an einander legt. Diese Zeit, wie der dabei auf die Luftschicht ausgeübte Druck wurde nach folgender Methode gemessen. An die Stelle zweier Seifenblasen setzen wir eine Blase und eine Lamelle. Die Lamelle wird an einem kreisförmigen Ringe aufgehängt (siehe Fig. 2, welche unter anderem einen Durchschnitt durch einen Teil der Aufhängevorrichtung zeigt). An diesen Ring *rr* ist ein Bügel *rbbr* angelötet, welcher seinerseits an dem unteren Ende *f* einer sehr empfindlichen Federwage mit etwas Lot befestigt ist. Die von mir benutzte, eigens zu diesem Zweck angefertigte Federwage war aus 0,35 mm dickem, gut federndem Messingdrahte hergestellt. Dieselbe hatte im frei aufgehängten Zustande, nach Anhängen des etwa 3 g schweren Ringes eine Länge von etwa 1,2 m und besass eine solche Empfindlichkeit, dass eine Auflage von 0,1 g auf den Ring eine Verschiebung des an dem unteren Ende angebrachten Zeigers von 14,8 mm

1) Phil. Mag. (5), 25. 1888. pg. 410.

ergab. Die einer gewissen Verkürzung oder Verlängerung entsprechenden Werte wurden dadurch bestimmt, dass man vor und nach eine Reihe von Beobachtungen die durch Auflage von 0, 1, 2, 3 . . . . Zehntel Gramm

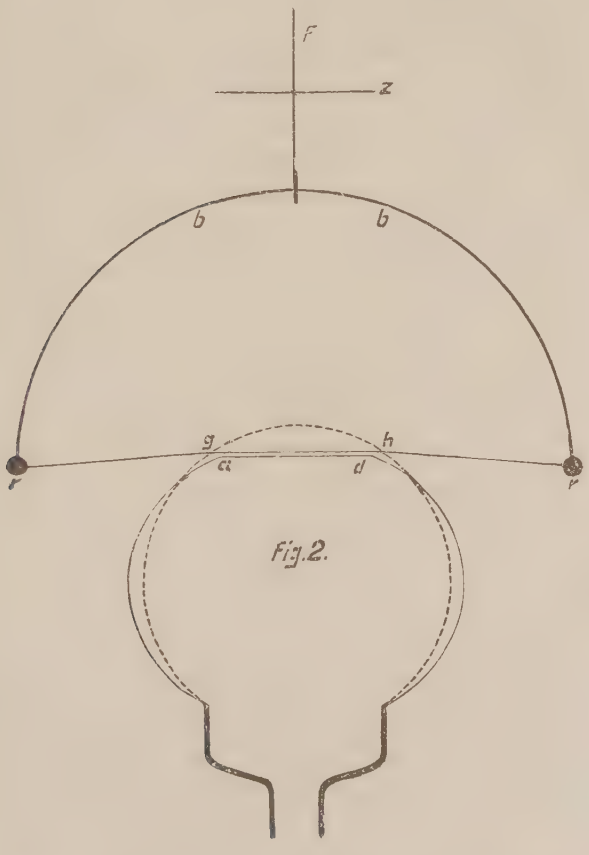

Fig. 2.

hervorgebrachte Verlängerung, wie die Verkürzung bei Abnahme von 0, 1, 2, 3 . . . . Zehntel Gramm mass, woraus sich dann der Gewichtsunterschied für bestimmte Verlängerungen und Verkürzungen ergab. Es stellte sich heraus, dass sich die Empfindlichkeit während

längerer Zeit der Beobachtung nicht änderte. An dieser Wage wurde nun die in dem Ringe ausgespannte Lamelle so aufgehängt, dass sie mit der Horizontalen einen ganz kleinen Winkel bildete, damit der an der Lamelle hängende Flüssigkeitstropfen nach dem Ringe hin abfliessen konnte. Gegen diese Lamelle wurde eine Blase angedrückt. Diese war an eine Metallöffnung von wechselndem Durchmesser angeblasen, welche sich an dem einen Arm eines Hebels befand, dessen anderer Arm nach bestimmter Senkung durch eine Stütze an der Weiterbewegung verhindert wurde. Diese Hebelvorrichtung wurde so aufgestellt, dass die Oeffnung mit der Blase genau wagerecht stand, wenn die Blase die Lamelle gerade berührte. Durch das Andrücken der Blase an die Lamelle wird letztere um ein bestimmtes Stück gehoben und dadurch ein Druck auf die Luft zwischen Blase und Lamelle hervorgerufen. Der Druck entspricht genau der Verkürzung der Feder und kann durch dieselbe ermittelt werden. Zu dem Zwecke ist hinter der Feder (vom Beobachter abgewandt) eine Millimeterskala und vor derselben parallel zur Skala eine Glasplatte angebracht. Es ist nun möglich, den an der Feder befindlichen Zeiger (z der Fig. 2) auf das Spiegelbild des Auges einzustellen, wodurch eine genaue Bestimmung der Ruhelage der Feder ermöglicht wird. Diese Ruhelage wird abgelesen, bevor Blase und Lamelle zur Berührung kommen und dann die Blase herangedrückt. In dem Augenblicke, wo der Zeiger seine Aufwärtsbewegung beginnt, drückt die eine freie Hand auf den Knopf der Tertienuhr. Diese Aufwärtsbewegung muss einerseits so rasch geschehen, dass nur eine ganz geringe Zeit verfliesst, bis der Zeiger seinen höchsten Stand erreicht hat und andererseits so ruhig, dass nur möglichst ge-

ringe Schwankungen der Lamelle eintreten. Grössere Schwankungen gestatten nur eine ungenaue, meistens sogar unrichtige Ablesung des höchsten Standes, welche sofort gemacht wird, nachdem der Zeiger denselben erreicht hat. Sofort bei der Vereinigung von Blase und Lamelle wird der Zeiger der Tertienuhr arretiert. Wie nun schon bemerkt, sind auch Blase und Lamelle sehr empfindlich gegen jede elektrostatische Potentialdifferenz. Deshalb wird die Blase mit der Lamelle unter Benutzung des Drahtes der Federwage metallisch leitend

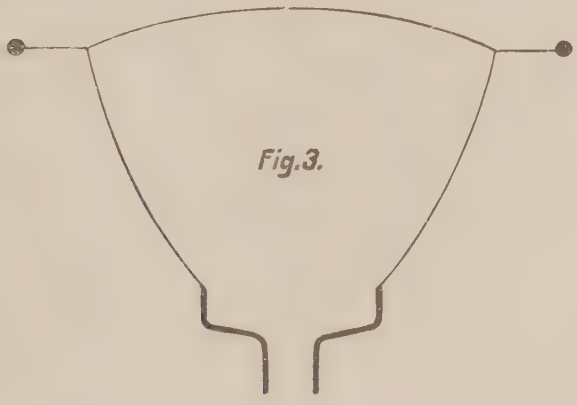

Fig.3.

verbunden. Es ist dies auch der Grund dafür, dass die Blase aus einer Metallöffnung herausgeblasen wird und der Ring an den Bügel und dieser an die Wage angelötet werden muss. Sind diese Verbindungen gut, so hat die Annäherung elektrisierter Körper keinen Einfluss mehr auf das Zusammenfliessen von Blase und Lamelle. Die Vereinigung kann nun auf verschiedene Weise statthaben, wie sie durch Fig. 3 und 4 dargestellt wird. Fig. 2 zeigt Blase und Lamelle vor der Vereinigung. Der Teil, in dem sich beide zu berühren scheinen, ist als eben aufgefasst. In Wirklichkeit ist

er sehr wenig von einer vollständig ebenen Fläche verschieden. Die gestrichelte Linie deutet die Blase vor dem Andrücken, also vor der Deformation an. Diese Figur ist ebenso wie 3 und 4 vollständig schematisch gezeichnet. Die Vereinigung von Blase und Lamelle kann nun durch blosses Zusammenfliessen beider zu stande kommen, infolgedessen sich dann die in Fig. 3 wiedergegebene Gleichgewichtslage bildet. Bei diesem Zusammenfliessen können nun aber auch Blase und Lamelle zerreissen, wodurch wir die Form Fig. 4 erhalten.

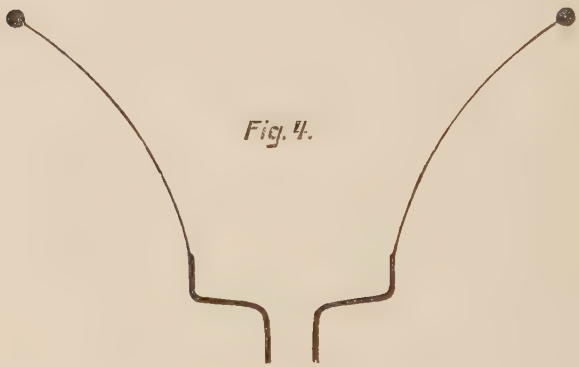

Fig. 4.

Dann kann aber auch durch irgend welche Umstände ein Zerreissen von Blase und Lamelle oder von einer von beiden eintreten, ohne dass ein Zusammenfliessen stattgefunden hätte, welche beiden Fälle aus der Beobachtungsreihe ausgeschlossen werden müssen. Eine solche Beobachtungsreihe liefert Tab. 1 für verschiedene Blasengrössen und Drucke. Die Zeit ist in derselben in Sekunden angegeben. (Der Ring, in dem die Lamelle ausgespannt war, hatte einen Durchmesser von ca. 8 cm.)

Tab. 1.

Durchmesser der Blase in cm	Verkürzung der Feder in mm	Druck in g	Zeit von Berührung bis zur Vereinigung	Art der Vereinigung
3.3	9.0	0.061	$3^3/_5$	Fig. 3
3.3	11.5	0.078	$4^2/_5$	„ 4
3.3	11.5	0.078	$15^2/_5$	„ 4
3.4	9.0	0.061	$22^3/_5$	„ 4
3.4	11.5	0.078	15	„ 3
3.4	12.5	0.085	4	„ 4
3.4	12.5	0.085	20	„ 3
3.4	13.5	0.092	$25^3/_5$	„ 4
3.4	16.0	0.118	$12^4/_5$	„ 3
3.5	7.0	0.048	$2^3/_5$	„ 3
3.5	11.5	0.078	$24^1/_5$	„ 4
3.5	13.5	0.092	25	„ 3
3.5	15.0	0.102	$12^3/_5$	„ 4
3.6	15.0	0.102	$29^3/_5$	„ 3
3.7	12.5	0.085	18	„ 3
3.7	12.5	0.085	$23^2/_5$	„ 4
3.7	15.5	0.105	$4^1/_5$	„ 3
3.7	18.5	0.125	4	„ 4
3.9	13.5	0.092	$4^3/_5$	„ 4
3.9	13.5	0.092	17	„ 3
4.0	9.0	0.061	$2^3/_5$	„ 4
4.0	15.0	0.102	$12^3/_5$	„ 3
4.0	18.0	0.122	$3^1/_5$	„ 4

Wie wir aus der Tabelle ersehen können, ist von einer Constanz bei gleichem und einer Divergenz bei verschiedenem Drucke nicht die Rede. Es kann dies nun vielleicht von der schon von Decharme[1]) beobachteten Thatsache herrühren, dass die Lamellen dieser Seifenzuckerlösung immer eine Reihe von Knoten und Luftbläschen zeigen, welche eine sehr ungleichmässige Dicke der Lamelle hervorrufen, sodass die Vereinigung das eine Mal früher, das andere Mal später

1) Annales de chim. et de phys. (5), 22. 1881. pg. 344.

stattfindet. Es wurde deshalb die Seifenzuckerlösung mit möglichster Sorgfalt hergestellt, sodass mit dem blossen Auge oder der Loupe in den Lamellen keine Knoten oder andere Unregelmässigkeiten zu sehen waren. Möglich ist dann immer noch, dass diese Unregelmässigkeiten mikroskopischer Natur waren, was um so eher eine solche Divergenz der Zahlenwerte von Tab. 1 hervorrufen konnte, als, wie wir später sehen werden, der Abstand von Blase und Lamelle von ausserordentlich geringer Grösse ist. Ersichtlich ist aber auf jeden Fall, dass auch rein mechanische Drucke eine Vereinigung von Blase und Lamelle hervorrufen können, und scheint es so, als ob die bei verschieden starken Drucken erhaltenen Zeiten ungefähr die gleichen wären.

14. Wie nun schon pg. 20 erwähnt, ist es möglich durch elektrostatische Potentialdifferenzen ein Zusammenfliessen von zwei Seifenblasen zu bewirken. Boys sagt nun[1]), dass ein solches Zusammenfliessen „*instantly*", also augenblicklich, nach der Annäherung erfolge. Diese Beobachtung muss nun dahin modificiert werden, dass nicht schon die allergeringste Potentialdifferenz eine momentane Vereinigung von Blase und Lamelle herbeiführen kann. Es wird vielmehr die zur Vereinigung nötige Zeit nur abgekürzt und zwar um so mehr, je grösser die Potentialdifferenz ist. Schon diejenige eines Daniellelementes kürzt die Zeit merklich ab.

Zur Bestimmung der zwischen Berührung und Vereinigung nach Erzeugung elektrischer Potentialdifferenzen zwischen Blase und Lamelle verfliessenden Zeit wurde das eine Mal die schon in 13 angewandte Versuchsanordnung benutzt, mit der Massgabe, dass in den Blase und Lamelle verbindenden Draht 0, 1, 2, 3, . . .

1) Phil. mag. (5), 25. 1888. pg. 417.

Daniellelemente eingeschaltet werden konnten. Der von der Blase auf die Lamelle ausgeübte mechanische Druck betrug dabei im Mittel ungefähr 0.016 g (entsprechend 2,5 mm Verkürzung der Feder). Die bei dieser Anordnung erhaltenen Werte zeigt Tab. 2.

Tab. 2.

Durchmesser der Blase	3,5—4 cm				1,5—2 cm	
Durchmesser des Ringes	5,5 cm				4,5 cm	
Zahl der eingeschalteten Elemente	0	1	2	3	0	1
Zeit von der ersten Berührung bis zur Vereinigung in Sekunden.	4 $2^3/_5$ $2^4/_5$ 2 $1^2/_5$ $4^1/_5$ $3^2/_5$ $2^2/_5$ $4^3/_5$ $3^1/_5$ $3^2/_5$ $2^4/_5$	$1^2/_5$ $1^3/_5$ $2^1/_5$ $2^3/_5$ $1^3/_5$ $1^4/_5$ $2^3/_5$ $1^2/_5$ $^4/_5$ $1^1/_5$ $^3/_5$ 1 $1^1/_5$ $^3/_5$ 1 $1^3/_5$	$^4/_5$ $^3/_5$ $^2/_5$ $^2/_5$ Die Vereinigung findet fast sofort statt.	Eine Messung ist nicht mehr möglich. Die Vereinigung findet sofort unter so starker Erschütterung statt, dass Blase und Lamelle zerplatzen.	$^3/_5$ $^4/_5$ 1 $1^2/_5$ $2^3/_5$ $^3/_5$ 1 $^3/_5$ $1^1/_5$ $^3/_5$ $^4/_5$	Es tritt eine sofortige Vereinigung ein.
Mittelwert	$3^1/_5$	$1^2/_5$	$^2/_5$?	?	1	

Bemerkung: Die grossen Grenzen, innerhalb der die Werte schwanken, finden teilweise ihre Erklärung durch die Schwankungen der Lamelle, von denen dieselbe fast nie ganz frei war.

Ein anderes Mal wurden zwei Blasen unter leichtem Drucke an einander gelegt und hier die Zeiten gemessen, die zwischen der ersten Berührung und der

Vereinigung verfliessen. Hier werden beide Blasen auch an Metallöffnungen erzeugt und in den beide verbindenden Draht die Elemente eingeschaltet. Die so erhaltenen Werte zeigt Tab. 3. Sobald kein Daniellelement eingeschaltet ist, wird natürlicherweise doch für eine leitende Verbindung gesorgt.

Tab. 3.

Durchmesser beider Blasen	3,5—4,5 cm				2—2,5 cm		
Zahl der eingeschalteten Elemente	0	1	2	3	0	1	2
Zeit von der ersten Berührung bis zur Vereinigung in Sekunden.	$2^1/_5$ $2^1/_5$ 2 $2^2/_5$ 2 $1^3/_5$ $1^4/_5$ $1^2/_5$ 2 $2^1/_5$ $1^4/_5$ $1^2/_5$ 2 $1^2/_5$ 2 2 $1^4/_5$ $1^2/_5$	1 $^4/_5$ $1^3/_5$ 2 $1^2/_5$ $1^1/_5$ $1^3/_5$ $1^2/_5$ $1^2/_5$ $1^3/_5$ 1 $1^1/_5$ $1^1/_5$ $1^3/_5$ 1 1 $1^1/_5$ $1^2/_5$ $1^1/_5$	$^3/_5$ $^4/_5$ $^3/_5$ $1^2/_5$ $^3/_5$ $^4/_5$ $^4/_5$ $1^1/_5$ $^2/_5$ $^3/_5$	$^1/_5$ $^2/_5$ $^3/_5$ $^1/_5$ $^3/_5$ $^2/_5$ $^1/_5$ $^2/_5$ $^2/_5$ Die Zeit ist kaum noch messbar.	3 $2^1/_5$ $1^2/_5$ $1^1/_5$ $1^2/_5$ 1 $1^1/_5$ $3^1/_5$ 2 $1^2/_5$ $1^1/_5$ 2	$^3/_5$ $^3/_5$ $^2/_5$ $^2/_5$ $^4/_5$ $^4/_5$ $^4/_5$ $^3/_5$ $^3/_5$ $^2/_5$ $^2/_5$	Die Zeit ist nicht messbar, da die Vereinigung sofort stattfindet.
Mittelwert	2	$1^2/_5$	$^4/_5$	$^2/_5$?	$1^4/_5$	$^3/_5$	?

Aus diesen Tabellen ist zunächst ersichtlich, dass die Beobachtung von Boys, eine elektrische Potentialdifferenz führe eine momentane Vereinigung herbei,

wenigstens für geringere Potentialdifferenzen eine irrige ist. In jedem der beiden Fälle (Tab. 2 und 3) war der Durchmesser der Fläche, mit der Blase und Lamelle, resp. beide Blasen aneinander lagen (der Durchmesser der Berührungsfläche) jedesmal für die ganze Beobachtungsreihe ungefähr constant. Durch die Erregung elektrischer Potentialdifferenzen zwischen beiden wird nun ein stärkerer Druck auf die zwischen ihnen befindliche Luftschicht ausgeübt. Infolgedessen wurde die Luft rascher herausgetrieben und dadurch eine Vereinigung herbeigeführt. Ist nun die Berührungsfläche kleiner (bei kleineren Blasen), so ist die auszutreibende Luftmenge geringer, also auch die Zeit kürzer. Einen genauen Wert der Vergrösserung des mechanischen Druckes durch Hervorrufen elektrostatischer Potentialdifferenzen werde ich, wenigstens für den einen Fall, später angeben.

15. Weshalb war es nun bei den unter 13 angegebenen mechanischen Drucken nicht möglich, dasselbe zu constatieren? Wie schon pg. 30 erwähnt, scheint die Tab. 1 nun trotz der in ihr enthaltenen Unregelmässigkeiten zu zeigen, dass die Zeiten trotz verschieden starker Drucke ungefähr die gleichen sind. Es kann dies nun auch daher kommen, dass bei Anwendung verschieden starker Drucke die Grösse der Berührungsfläche um so viel variiert, dass die Zeiten ungefähr die gleichen werden, die zu einem völligen Heraustreiben der Luft aus dem Raume zwischen Blase und Lamelle nötig sind. Zum Entscheid hierüber muss zunächst der Durchmesser der Berührungsfläche bestimmt werden. Zur experimentellen Bestimmung macht man sich den Umstand zu nutze, dass in dem zwischen Blase und Lamelle eingeschlossenen Luftraume (Versuchsanordnung: Lamelle an Feder, Blase von unten angedrückt)

eine Interferenz des Lichtes zu stande kommt, wenn man denselben von oben beleuchtet. Die Beleuchtung geschieht bei der auch hier benutzten Seifenzuckerlösung mit einfarbigem Lichte und zwar auf die Weise, dass man auf die dem Beobachter abgewandte Seite einen mit Oelpapier überzogenen Schirm setzt und diesen mit dem betr. Lichte beleuchtet. Bei diesen Beobachtungen ist die Skala zur Messung der Verschiebung an diesem Schirme aufgeklebt und ebenso eine andere Skala zur Messung des Blasendurchmessers. Die Glasscheibe steht dann parallel dem Schirme. Natürlicherweise wird im reflektierten Lichte beobachtet. Man nimmt zur Beobachtung einfarbiges und kein weisses Licht, da bei Beleuchtung mit letzterem die Interferenzfigur in der Luftschicht durch die Interferenz in Blase und Lamelle verdeckt wird. Dass nun die bei einfarbigem Lichte zu beobachtende Interferenzfigur vollständig mit der Berührungsfläche übereinstimmt, ersieht man daraus, dass die Figur nach aussen hin scharf abgegrenzt ist. Es könnte eine solche scharfe Grenze nicht vorhanden sein, wenn die Dicke der Luftschicht nach aussen hin allmählich zunähme. Es scheint diese scharfe Grenze von einem plötzlichen Sprunge in der Dicke der Luftschicht herzurühren, welcher am Rande der Berührungsfläche eintritt. Den Durchmesser der Berührungsfläche misst man mittels einer an der Glasscheibe befestigten Skala.

16. Die auf diese Weise beobachteten Durchmesser erhalten nun eine Bestätigung durch theoretisch abgeleitete Werte für dieselben. Wird die Blase gegen die Lamelle angedrückt, so wird Blase wie Lamelle eine Deformation erleiden müssen. Die der Berührungsfläche angehörigen Teile beider können annäherungsweise als einander parallel und eben angesehen werden,

da ihre Krümmung äusserst gering ist[1]). Der der Berührungsfläche nicht angehörige Teil (Fig. 2) der Lamelle muss infolge der Oberflächenspannung eine Kegelfläche bilden. Die Blase erleidet in ihrem übrigen Teile eine Deformation derart, dass das Volumen derselben dasselbe bleibt, wie sich gleich zeigen wird.

In jeder gekrümmten Flüssigkeitsoberfläche herrscht ein Normaldruck

$$P = K + \frac{H}{2}\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)$$

wo K und H zwei Constanten, R_1 und R_2 die Krümmungsradien zweier zu einander senkrechter Schnitte sind. Die Summe der reciproken Werte der letzteren ist für jeden Punkt der Oberfläche constant. Das positive Vorzeichen gilt für konvexe, das negative für konkave Oberflächen. Die Krümmungsradien einer Seifenblase können nun, besonders da die Blase aus einer Oeffnung nach oben geblasen wird, als einander gleich angesehen werden. Dasselbe gilt von dem Krümmungsradius der inneren und äusseren Oberfläche der Seifenblase, da die Dicke der Seifenblase dem Radius gegenüber verschwindend klein ist. Die Normaldrucke für die innere und äussere Oberfläche sind dann

$$P_i = K - H\frac{1}{R} \text{ und } P_a = K + H\frac{1}{R}$$

Diese beiden Drucke sind einander entgegengesetzt gerichtet und liefern eine gegen den Mittelpunkt gerichtete Resultierende[2])

$$P = 2H\frac{1}{R}$$

---

1) vgl. pg. 27/28.

2) Zu der bis hierhin gegebenen Ableitung vgl. Kurz im Rep. der Phys. 19. 1893. pg. 339 nebst den Berichtigungen von

Ein Ueberdruck gegenüber der äusseren Atmosphäre muss in der Seifenblase auch in unserem Falle vor der Deformation herrschen, damit derselbe dem Drucke der Blase auf die Luft innerhalb das Gleichgewicht halten kann. Wird die Blase an die Lamelle angedrückt, so erleiden beide die schon besprochene Deformation. Das Volumen der Blase bleibt dasselbe, da sonst der Ueberdruck über die äussere Atmosphäre sich verändern müsste. Es müsste sich dann die Form der Blase ändern, wenn man diesem vergrösserten Ueberdrucke einen grösseren Raum bietet, über den er sich ausbreiten kann. Man sieht, dass das nicht der Fall ist, wenn man die Oeffnung, aus der die Blase herausgeblasen wird, mit einem grösseren nach aussen hin abgeschlossenen Raume in Verbindung setzt. Der Druck von innen nach aussen muss derselbe bleiben, also auch das Volumen. An dem der Berührungsfläche angehörigen, eben gedachten Teile $a\,d$ der Blase (Fig. 2) ist nun von unten der Druck

$$\rho^2\pi \cdot 2H\frac{1}{R}$$

wirksam, wenn ρ den Radius der Berührungsfläche bezeichnet. Diesem Drucke hält nun nicht der ebene Teil der Blase das Gleichgewicht, da derselbe weder einen Druck von unten nach oben, noch aber umgekehrt auszuüben im Stande ist. Der Druck pflanzt sich fort durch die Luftschicht zwischen $a\,d$ und $g\,h$ und wird ihm das Gleichgewicht erst durch die Lamelle gehalten, auf der der Druck der verkürzten Feder lastet. Dieses Gewicht bestimmt sich aus der Verkürzung der Feder, welche, wie pg. 26 beschrieben, gemessen wird.

König in den Verhandlungen der phys. Ges. Berlin Nr. 19. 1883. pg. 52. Beides Wied. Beibl. 7. 1883. pg. 751.

Dieses Gewicht möge in Grammen ausgedrückt mit ω bezeichnet werden. Dann ist

$$\rho^2 = \frac{\omega R}{2H\pi}$$

Die in dieser Gleichung vorkommende Constante H ist die doppelte zweite Capillaritätsconstante α, die Oberflächenspannung der betr. Flüssigkeit. Dieselbe ist für reine Seifenlösung von Plateau[1]), Marangoni[2]), Sondhauss[3]) u. a. für den Millimeter zu 2,5—2,9 Milligramm bestimmt worden, wobei sich herausgestellt hat, dass sie für verschiedene Seifenlösungen von verschiedenem Gehalt gelöster Seife ungefähr denselben Wert behält. Für die von mir benutzte Seifenzuckerlösung habe ich sie nun nach der Sondhausschen Methode[3]) zu $\alpha = 2{,}75$ Milligramm pro Millimeter bestimmt. Dieser Wert hält sich innerhalb der von Sondhauss für reine Seifenlösung angegebenen Grenzen, und erscheint es somit wahrscheinlich, dass eine Auflösung von Zucker in einer Seifenlösung die Oberflächenspannung derselben kaum noch verändert. Dieser so gefundene Wert von α wird dann in die Gleichung

$$\rho^2 = \frac{\omega R}{4\pi\alpha} \qquad \text{I.}$$

eingesetzt, wodurch wir die in Tab. 4 Spalte 6 angegebenen Werte von 2ρ erhalten. Die beobachteten Werte 2r giebt die Spalte 5 derselben Tabelle.

1) Pogg. Ann. 141. 1871. pg. 55.
2) Pogg. Ann. 143. 1871. pg. 342.
3) Pogg. Ann. Ergänzungsband VIII. 1878. pg. 266.

Tab. 4.

$$\rho^2 = \frac{\omega R}{4\pi\alpha};\quad \alpha = 0.00275 \text{ Gramm pro Millimeter.}$$

Durchmesser der Blasen in mm $2R$	Verkürzung der Feder in mm	Druck in g ω	Zeit in Sekunden t	Durchmesser der Berührungsfläche in mm beobachtet $2r$	Durchmesser der Berührungsfläche in mm berechnet 2ρ	Differenz zwischen Berechnung u. Beobachtung $2\rho - 2r$
30	5	0.034	6	6.0	7.7	+ 1.7
33	6	0.041	11	7.0	8.8	+ 1.8
35	6	0.041	$16^3/_5$	7.0	9.1	+ 2.1
35	7	0.048	6	8.0	9.9	+ 1.9
35	7	0.048	15	8.5	9.9	+ 1.4
35	8	0.054	$5^3/_5$	9.3	10.5	+ 1.2
35	8	0.054	23	9.0	10.5	+ 1.5
35	9	0.061	25	9.5	11.1	+ 1.6
40	12	0.082	20	11.0	13.8	+ 2.8
50	3	0.020	7	8.0	7.6	— 0.4
50	4	0.027	$4^3/_5$	9.0	8.8	— 0.2
50	4	0.027	8 ?	10.0	8.8	— 1.2
50	5	0.034	7	9.0	9.9	+ 0.9
50	7	0.048	8 ?	11.0	11.8	+ 0.8
55	5.5	0.037	$10^4/_5$	11.5	10.9	— 0.6
55	6	0.041	4 ?	12.0	11.4	— 0.6
55	6	0.041	$5^3/_5$	10.0	11.4	+ 1.4
55	6	0.041	$5^4/_5$	10.0	11.4	+ 1.4
55	6	0.041	$8^3/_5$	11.5	11.4	— 0.1
55	6	0.041	$11^2/_5$	11.3	11.4	+ 0.1
55	7	0.048	10	12.0	12.4	+ 0.4
55	8	0.054	—	15.0	13.1	— 1.9
55	8	0.054	3	14.0	13.1	— 0.9
55	8	0.054	$14^3/_5$	13.0	13.1	+ 0.1
55	8	0.054	25	13.0	13.1	+ 0.1
60	4	0.027	$5^2/_5$	9.0	9.7	+ 0.7
60	4	0.027	$24^3/_5$	9.0	9.7	+ 0.7
60	5	0.034	6	10.0	10.9	+ 0.9
60	5	0.034	8 ?	11.0	10.9	— 0.1
60	5	0.034	$9^4/_5$	11.3	10.9	— 0.4
60	5	0.034	13	11.0	10.9	— 0.1
60	6	0.041	—	12.0	11.9	— 0.1
60	6	0.041	6 ?	12.5	11.9	— 0.6
60	6	0.041	$13^2/_5$	11.3	11.9	+ 0.6
60	6	0.041	$13^4/_5$	11.5	11.9	+ 0.4
60	7	0.048	$14^1/_5$	13.0	12.9	— 0.1
60	7	0.048	$17^1/_5$	12.3	12.9	+ 0.6
60	8	0.054	6	14.0	13.7	— 0.3
60	9	0.061	$5^2/_5$	15.0	14.6	— 0.4

Eine Betrachtung der Differenzen der berechneten und gefundenen Werte zeigt, dass zwischen beiden eine grosse Uebereinstimmung herrscht. Es zeigt sich, dass, wenigstens bei den grösseren Blasen, die Voraussetzung einer ebenen Berührungsfläche und damit einer gleichmässigen Druckverteilung über dieselbe nicht sehr weit von der Wirklichkeit entfernt ist. Bei Blasen von kleinerem Durchmesser zeigt sich diese Uebereinstimmung nicht so auffallend wie bei Blasen von grösserem. Es ist dies auch ganz erklärlich, da die gemachten Vernachlässigungen bei den kleineren Blasen schon einen grösseren Einfluss haben. Dass an manchen Stellen ein ziemlich grosser Unterschied zwischen den einzelnen Werten von 2r für gleiche Drucke sich herausstellte, erklärt sich daraus, dass in der manchmal sehr kurzen Zeit eine genaue Messung nicht möglich war. Diese Zeiten sind zum Vergleich mit Tab. 1 auch wieder angeführt, jedoch wurden auch eine Reihe von Beobachtungen mit in die Tabelle aufgenommen, bei denen eine Vereinigung gemäss Fig. 3 oder Fig. 4 nicht statthatte, sondern Blase und Lamelle zerplatzten, ohne zusammenzufliessen. Diese konnten auch mit aufgenommen werden, da es sich in dieser Beobachtungsreihe hauptsächlich um die Bestimmung von 2r handelte. Es sind dies die Beobachtungen, bei denen die die Zeit angebende Zahl mit einem Fragezeichen versehen ist. Da, wo überhaupt keine Zahl für t angegeben ist, konnte eine Bestimmung der Zeit nicht angegeben werden, da der Zeiger der Uhr vor der Beobachtung nicht auf den Nullpunkt zurückgebracht war.

Aus diesen Zahlen für 2ρ und 2r sieht man nun, wie für verschieden starke Drucke der Durchmesser der Berührungsfläche ein verschieden grosser ist. Da-

durch wird bei stärkeren Drucken eine grössere Luftmasse eingeschlossen, als bei geringeren. Das Herausströmen könnte nun vielleicht in beiden Fällen die gleiche Zeit in Anspruch nehmen.

17. Dass nun wirklich ein solches Herausströmen der Luft stattfindet, bemerkt man an der fortwährenden Abnahme des Abstandes zwischen Blase und Lamelle. Diese Abnahme macht sich bemerkbar durch das Wandern der Newtonschen Ringe, die man durch Beleuchtung des Luftraumes zwischen Blase und Lamelle mit einfarbigem Lichte sichtbar macht. Die Durchmesser der einzelnen Ringe nehmen immer mehr zu, bis sie den Durchmesser der Berührungsfläche erreicht haben und dort plötzlich verschwinden. Diese Bewegung wird rascher, wenn man zwischen Blase und Lamelle eine elektrische Potentialdifferenz hervorruft. Es wird dadurch evident, dass die Luft aus dem Raume zwischen beiden herausgepresst wird und zwar unter dem Einfluss elektrischer Potentialdifferenzen also elektrischer Kräfte stärker wie sonst.

Einen viel besseren Einblick in die Abnahme der Luftschicht würde man nun aber bei Anwendung weissen Lichtes erlangen, denn dann könnte man gleichzeitig durch Beobachtung der auftretenden Newtonschen Farbe eine Bestimmung der Dicke der Luftschicht vornehmen.

Eine Durchführung dieser Methode gelingt nun aber nicht bei der bis jetzt benutzten Seifenzuckerlösung. Wird nämlich die Blase gegen die an der Feder hängende Lamelle angedrückt, und diese von oben her mit weissem Lichte beleuchtet, so lagern sich drei verschiedene Interferenzfiguren über einander, die ausserordentlich viel intensiver als bei Anwendung einfarbigen Lichtes sind. Am deutlichsten ist die, welche

durch Interferenz in der dem Beobachter am nächsten liegenden Lamelle hervorgerufen wird. Ist die Lamelle etwas alt (schon 20″ alte Lamellen sind unbrauchbar) und infolgedessen sehr dünn, sodass die Farben in ihr sehr lebhaft werden, so ist von den in der Luftschicht zwischen Blase und Lamelle und in der Blase hervorgerufenen Interferenzen nichts mehr zu sehen. Um die Interferenzfigur bei der Anwendung weissen Lichtes überhaupt zu sehen, geht man am besten von folgender Versuchsanordnung aus. Ein Metallring wird in vertikaler Lage mittelst zweier äusserst feiner Neusilberdrähte bifilar an einem Stative aufgehängt und an seiner unteren Seite ein Draht angelötet, der mit einem als Dämpfung dienenden Glimmerplättchen versehen ist, welches in ein Gefäss mit Wasser taucht. Die Ebene des Plättchens fällt mit der Ebene des Ringes und der der Aufhängefäden zusammen, wodurch eine schwankende Bewegung um eine mittlere Axe verhindert und nur eine gleichmässige Bewegung senkrecht zur Aufhängeebene gestattet ist. Die Neusilberdrähte sind durch einen Metalldraht mit der Oeffnung, an der die Seifenblasen erzeugt werden, verbunden. Wird nun an eine in diesem Ringe vertikal aufgehängte Lamelle eine Seifenblase angedrückt, so treten sofort bei der Annäherung zu den in der Lamelle auftretenden Interferenzstreifen die der Luftschicht ihre Entstehung verdankenden Newtonschen Ringe hinzu. Immer aber bleibt auch hier noch die Erkennung der charakteristischen Interferenzfigur ziemlich schwierig, und kann man die Farben der Ringe der Luftschicht nicht mit hinreichender Genauigkeit bestimmen. Es ist deshalb auf jeden Fall noch besser, eine Lösung zu benutzen, deren Blasen und Lamellen so dick sind, dass sie selbst, wenigstens anfänglich, keine Newtonschen Farben zeigen.

Eine solche Lösung erhält man auf folgende Weise. Von der früher benutzten Seifenzuckerlösung[1]) werden ca. 50 ccm mit dem Eiweiss eines frischen Hühnereies zu Schaum geschlagen und mehrere Tage stehen gelassen. Dadurch erhält man dann eine vollständig homogene Flüssigkeit, die bis zur vollkommenen Klarheit filtriert werden muss. Es ist sehr schwer, dieselbe vollständig frei von Luftbläschen zu bekommen. Am besten ist dann noch, dieselbe unter die Luftpumpe zu setzen und nach dem Auspumpen etwas stehen zu lassen. Dann steigen alle Luftblasen in der Lösung auf und können mit einem Stück Filtrierpapier entfernt werden. Besonders haltbar ist diese Lösung nicht[2]). Man bereitet sich dieselbe entweder immer frisch oder sucht durch Zusatz von etwas Carbolsäure dieselbe haltbarer zu machen.

Mit dieser Lösung und der pg. 41 beschriebenen Versuchsanordnung wird dann eine Lamelle hergestellt und an diese eine Blase angedrückt. Man wird dann, sofern die Lösung rein, frei von Knoten und Bläschen ist, sofort nach der Berührung in der Luftschicht Newton'sche Farbenringe beobachten können. An der dünnsten Stelle, die nicht immer infolge der hier auch in Frage kommenden Schwerkraft den Mittelpunkt der Interferenzfigur bildet, sieht man dann die Farbe niedrigster Ordnung auftreten. Zu Beginn der Beobachtung ist das meist eine Farbe 4. Ordnung, welche nach Quincke[3]) einer Dicke der Luftschicht von 1024 bis $841 . 10^{-6}$ mm entsprechen. Die erste Farbe, welche man gewöhnlich

1) vgl. pg. 23.

2) Es leidet diese Lösung ebenso wie die Seifenzuckerlösung sehr durch das Stehen an der Luft. Die letztere muss man in gut schliessenden Glasgefässen, in denen sie kochend verschlossen wird, aufbewahren.

3) Pogg. Ann. 129. 1866. p. 180. — Kohlrausch, Leitfaden der praktischen Physik. Tab. 19 b.

am Anfang der Beobachtung sieht, ist gewöhnlich eine der hellen grünen Farben der vierten Ordnung, sodass man als angenäherten Wert beim Beginn der Beobachtung eine Dicke der Luftschicht von $950 . 10^{-6}$ mm annehmen kann. Von diesen Farben 4. Ordnung an wechseln dann die Farben, wenn kein Daniellelement eingeschaltet ist, ziemlich rasch bis ungefähr zu dem Strohgelb der ersten Ordnung (Dicke der Luftschicht[1]) $140 . 10^{-6}$ mm). Von da ab ist der Wechsel durch die weissen und grauen Farben der ersten Ordnung sehr viel langsamer und endigt meist beim Auftreten des Graublau (Dicke der Luftschicht[1]) $79 . 10^{-6}$ mm). Ist diese Farbe sichtbar geworden, so vereinigen sich Blase und Lamelle kurz darauf. Dass nun keine Abnahme bis zur vollständigen Berührung, bis zum Auftreten eines schwarzen Fleckes stattfinden kann, ergiebt sich schon daraus, dass Blase und Lamelle zusammenfliessen müssen, wenn ihr Abstand dem Radius der Molekularwirkungssphäre gleich geworden ist. Quincke[2]) hat nun schon als einen ungefähren Wert für denselben $50 . 10^{-6}$ mm angegeben. Nun ist die Dicke der Schicht, bis zu der Blase und Lamelle getrennt von einander beobachtet werden konnten, gleich $79 . 10^{-6}$ mm. Diese Grösse ist nun nicht mehr sehr viel grösser als der bisher für den Radius der Molekularwirkungssphäre erhaltene Wert. Nun ist aber auch klar, dass die letzten vor der Vereinigung von Blase und Lamelle auftretenden Farben plötzlich auftreten und kurz hinterher verschwinden. Es wird dem Auge nicht möglich sein, die letzten Farben zu beobachten.

---

1) Pogg. Ann. 129. 1866. pg. 180. — Kohlrausch, Leitfaden der praktischen Physik. Tab. 19 b.

2) Pogg. Ann. 137. 1869. pg. 413.

Schaltet man nun zwischen Blase und Lamelle ein Daniellelement ein, so wird unter dem Einfluss der elektrischen Potentialdifferenz die Luft rascher hinausgetrieben, was man daran erkennt, dass die Farben rascher wechseln. Man sieht in diesem Falle die Farben abnehmen bis zu den grünen Farben der 2. Ordnung, entsprechend einer ungefähren Dicke der Luftschicht[1]) von 400 bis $300 . 10^{-6}$ mm. Woran es nun liegt, dass eine Beobachtung weiterer Farben ausgeschlossen ist, ist noch ungewiss. Ob zum Schluss ein Funke die Vereinigung von Blase und Lamelle noch herbeiführen kann, wird sich aus dem folgenden ergeben.

18. Durch diese vorangehenden Beobachtungen sind wir nun keineswegs dazu gezwungen, das Ueberspringen eines Funkens als Bedingung für die endgültige Vereinigung anzunehmen. Wollen wir beweisen, dass die infolge der Annäherung auftretenden elektrischen Kräfte allein, analog den früher angewandten mechanischen Drucken, auch eine Vereinigung herbeiführen können, so müssen wir zeigen, dass beide ungefähr von derselben Grössenordnung sind.

Die Kraft, mit der sich Blase und Lamelle anziehen, reduciert sich auf die zwischen den Teilen ad und gh (Fig. 2) wirksamen Kräfte. Wir können diese Teile als Belegungen der Platten eines Condensators betrachten, da ja, wie schon bemerkt, diese Teile als eben und parallel angesehen werden können. Die beiden kreisförmigen Platten ad und gh vom Radius ρ, im Abstande a von einander, seien mit Elektrizitätsquellen vom Potentiale V_1 und V_2 in Verbindung. Man kann annehmen, dass die Kraftlinien zwischen beiden Platten einander parallel sind, wenn man von den am Rande

1) Pogg. Ann. 129. 1866. pg. 180.

vorhandenen Linien absieht. Die Annäherung ist nun sicher gestattet, da in dem Falle, auf den das Problem angewandt werden soll, der Abstand der beiden Platten ausserordentlich gering ist. Dann ist das Potentialgefälle über den ganzen Abstand constant und zwar

$$\frac{V_1 - V_2}{a}$$

oder wenn die Oberflächendichte mit δ bezeichnet wird

$$\frac{V_1 - V_2}{a} = 4\pi\delta$$

Ist nun e_1 die Elektrizitätsmenge auf der einen Platte, welche eine Fläche von der Grösse S der anderen Platte zukehrt, so ist

$$e_1 = \delta S = \frac{V_1 - V_2}{4\pi a} \cdot \rho^2\pi = \frac{(V_1 - V_2)\rho^2}{4a}$$

Auf der anderen Platte befindet sich dann die gleiche, aber entgegengesetzte Elektrizitätsmenge

$$e_2 = -\frac{(V_1 - V_2)\rho^2}{4a}$$

Die Energie des ganzen Systems ist nun

$$E = \frac{1}{2}(e_1 V_1 + e_2 V_2)$$

$$= \frac{1}{2}\frac{V_1 - V_2}{4a}\rho^2 \cdot (V_1 - V_2)$$

Nun ist die mechanische Kraft, welche auf die eine beweglich gedachte Platte ausgeübt wird,

$$X = -\frac{dE}{dx}$$

also

$$X = \frac{1}{2}\left(\frac{(V_1 - V_2)\rho}{2a}\right)^2 \qquad \text{II.}$$

Um nun die Zahlenwerte für die ausgeübten Kräfte zu erhalten, müssen in diese Gleichung die Zahlenwerte

unseres Falles eingesetzt werden. Es handelt sich hauptsächlich um eine Auswertung der Resultate der Tab. 2, pg. 31. Der bei derselben angewandte Druck betrug im Mittel[1]) 0.016 g, die Potentialdifferenz 0, 1, 2, 3 Daniell. Da nun die in Gl. II einzusetzenden Werte in elektrostatischen Einheiten ausgedrückt sein müssen, so ist für Z Daniell der Wert von $^{1}/_{30} \cdot 10^{-2} \cdot Z$ zu nehmen, welcher in elektrostatisch gemessenen Potentialeinheiten von der Dimension $cm^{1/2}\, g^{1/2}\, sec^{-1}$ ausgedrückt ist. Der Abstand der beiden Platten betrug, wie wir aus anderen Versuchen wissen[2]), im Anfang der Beobachtung gewöhnlich $950 \cdot 10^{-6}$ mm. Unter Benutzung von Gl. I[3]) ergeben sich zunächst die Durchschnittswerte für die Durchmesser der Berührungsfläche für die Tab. 2 und darauf mit Hilfe von Gl. II diejenigen für die zwischen Blase und Lamelle infolge des Einschaltens von 0, 1, 2, 3 Daniell hervorgerufenen machanischen Kräfte, welche in Tab. 5 zusammengestellt sind.

Tab. 5.

$$\text{I. } \rho^2 = \frac{\omega R}{4\pi\alpha}; \quad \text{II. } X = \frac{1}{2}\left(\frac{(V_1 - V_2)\rho}{2a}\right)^2$$

$$\omega = 0.016\ g; \quad \alpha = 0.0275\ \frac{g}{cm}; \quad a = 95.10^{-6}\ cm$$

2R in cm	2ρ in cm	X_1 Daniell in g	X_2 Daniell in g	X_3 Daniell in g
3.75	0.59	0.0165	0.0660	0.1485
1.75	0.40	0.0076	0.0304	0.0684

Die nun so für 1, 2, 3 Daniell erhaltenen Werte von X geben eine Zunahme des Druckes an. Im Ganzen ist also der im Augenblicke eines Abstandes von $95 \cdot 10^{-6}$ cm ausgeübte Druck:

1) pg. 31.
2) pg. 43.
3) pg. 37.

Bei der Blase von — cm Durchm.	Nach Einschalten von 0	1	2	3 Daniell
3.75	0.016 g	0.033 g	0.082 g	0.165 g
1.75	0.016 g	0.024 g	0.046 g	0.084 g

Wir sehen, wie sehr erheblich sich die Drucke infolge des Einschaltens der Elemente vermehren, ohne dass sich der Durchmesser der Berührungsfläche verändert, wie aber infolge dieser auf elektrischem Wege hervorgerufenen mechanischen Kräfte ein rascheres Hinaustreiben der Luft stattfinden muss. Es bleibt nun der schon berechnete Druck während eines einzelnen Versuches nicht constant, sondern die Zunahme infolge der Potentialdifferenz vergrössert sich im umgekehrten Verhältnis des Quadrats der Entfernung von Blase und Lamelle. Um wie viel eher müssen sich da nicht Blase und Lamelle vereinigen, als ohne Erzeugung einer Potentialdifferenz zwischen beiden!

Wir haben nun die Annäherung von Blase und Lamelle nach Einschalten eines Daniellelementes verfolgen können bis zu den grünen und blauen Farben der zweiten Ordnung. Unter Benutzung der Formel II[1]) und der dort gemachten Vernachlässigungen finden wir nun, dass bei der Dicke von $35 \cdot 10^{-6}$ cm[2]) der infolge Einschaltens von 1 Daniell hervorgerufene Druck 0.134 g, der Gesamtdruck also 0.150 g beträgt. Dieser ist nun aber von derselben Grössenordnung wie der durch 3 Daniell bei dem ursprünglichen Abstande hervorgerufene Druck. Nun wissen wir, dass bei dem ursprünglichen Abstande bei Einschalten von 3 Daniell eine momentane Vereinigung erfolgte[3]). Es wird dann also bei

1) pg. 45.
2) pg. 44.
3) pg. 31.

Einschalten von 1 Daniell nach einer gewissen Dickenabnahme eine momentane Vereinigung stattfinden müssen. Daraus erklärt sich dann auch, weshalb wir bei Beobachtung der Newtonschen Farben nach Einschalten 1 Daniells nicht über die zweite Ordnung hinaus beobachten konnten [1]).

Nun sieht man aber auch, wie hier die gemachte Annahme eines gleichmässigen Abstandes beider Platten nur für den ersten Moment der Berührung angenommen werden darf. Schon sofort bei derselben wirkt an der engsten Stelle der Luftschicht eine viel grössere mechanische Kraft, als an den übrigen Stellen, weshalb also aus der Mitte der Schicht die Luft um vieles rascher herausgetrieben werden muss, als von den Rändern. Es werden sich also Blase und Lamelle hauptsächlich in der Mitte rasch nähern, während die übrigen Teile langsamer folgen. Diese Stelle, in der sich beide am stärksten nähern, könnte dann so klein sein, dass die in ihr hervorgerufenen Farben dem Auge entgehen oder durch das von der Lamelle reflektierte Licht verdeckt werden. Damit wäre noch ein anderer als der vorhin angegebene Grund dafür erbracht, dass man die Farben nicht besonders weit verfolgen kann [1]).

19. Weiter zeigt die Anwendung anderweitiger Beobachtungen auf meinen Fall, dass nicht zum Schluss noch ein überspringender Funke die Vereinigung herbeiführen kann. Es ist von Schuster [2]) an der Hand von Beobachtungen von Gaugain, Baille und Paschen für das Minimum der Potentialdifferenz, das bei einer gegebenen Entfernung noch einen Funken zwischen zwei Condensatorkugeln überspringen lässt, nachgewiesen worden, dass dieses Minimum sich ändert beim

1) pg. 44.

2) Phil. mag. (5), 29. 1890. pg. 182. Wied. Beibl. 14. pg. 410.

Verschieben der Kugeln und zwar in der Weise, dass das Minimum dieser sich ändernden geringsten Potentialdifferenz noch ein messbares Stück von den Platten entfernt liegt. Es beträgt diese Entfernung ca. 0,4 cm[1]). Eine grössere Annäherung beider Kugeln erfordert immer grössere Potentialdifferenzen zum Ueberspringen eines Funkens. Es folgt aus den Beobachtungen von Baille, dass die elektromotorische Kraft, die erforderlich ist zum Ueberspringen eines Funkens durch eine Luftschicht von 0,0015 cm Dicke neunmal so gross ist, als die bei einer Dicke von 1 cm. Dieselbe Thatsache ist nun auch schon von Lord Kelvin[2]) nachgewiesen worden. Dass dieses Minimum schon in einem bestimmten Abstande beider Platten stattfindet, schreibt Schuster einer an der Oberfläche der Condensatoren wie aller festen Körper verdichteten Luftschicht zu, welche sich auch aus den verschiedensten anderen Beobachtungen ergiebt[3]). Es liegt nun kein Grund vor, dieselbe verdichtete Luftschicht für alle Flüssigkeiten, wie auch für die Seifenblasen anzunehmen[4]). Wollte man dann noch behaupten, das Ueberspringen eines Funkens führe die vollständige Vereinigung herbei, so wäre es gar nicht erklärlich, weshalb diese erst bei so ausserordentlich geringer Dicke der Luftschicht zwischen Blase und Lamelle stattfindet. Durch die von W. Thomson[5]) angeführten Beobachtungen von Smith und Ferguson sind nun für einen Abstand der Condensatorplatten von 0,00254 cm

1 a. a. O. pg. 190.

2) Ges. Abhandlungen zur Lehre v. d. Elektr. u. d. Magn. Deutsch von Levy und Weinstein. Berlin. 1890. pg. 244.

3) vgl. die Litteraturzusammenstellung bei Kayser, Wied. Ann. 12. 526; 14. 450; 15. 624, sowie Bunsen, Wied. Ann. 20. pg. 545.

4) vgl. besonders Bunsen, a. a. O. pg. 557.

5) Ges. Abh. (s. oben Anm. 2) pg. 248.

527.7 absolute Einheiten der elektrostatischen Kräfte nötig, um eine Funkenentladung hervorzurufen, während für grössere Abstände eine geringere Kraft genügt. Die für die angegebene Funkenlänge erforderliche Kraft entspricht nun ungefähr 160000 Volt pro Centimeter[1]). In meinem Falle war nun die elektrostatische Kraft eines Daniells bei einem Abstande der Platten von 95.10^{-6} cm oder von 11600 Volt pro Centimeter angewandt worden. Der Abstand in letzterem Falle war 26 mal kleiner als der im ersteren. Die Luft zwischen Blase und Lamelle muss nun mit Feuchtigkeit gesättigt sein, woraus folgt, dass die letzten der angegebenen Zahlen für mit Wasserdampf gesättigte Luft und erstere für trockene Luft gelten. Von de la Rue und Müller ist nun gezeigt worden, dass inbezug auf die elektrischen Entladungen in ihnen beide vertauschbar sind. Aus dem Vergleich der erhaltenen Zahlenwerte und unter Berücksichtigung der von den verschiedenen Autoren erhaltenen Beobachtung, dass bei grösserer Annäherung der Platten eines Condensators zur Funkenentladung immer grössere elektrostatische Kräfte erforderlich sind, ergiebt sich dann, dass in meinem Falle an das Ueberspringen eines Funkens absolut nicht zu denken ist. Auch, wenn wir bis zu 3 Daniell übergehen, kann von einer Funkenentladung nicht die Rede sein.

Auch noch andere Beobachtungen stehen dem im Wege, dass das Ueberspringen eines Funkens erst nach einer Annäherung erfolgen soll. Joly[2]) liess zwischen zwei mit Platinblech belegten, ganz wenig gewölbten

1) Umgerechnet nach den von W. Thomson (a. a. O. pg. 242) angegebenen Beziehungen.

2) Proc. Roy. Soc. 47. 1890. pg. 78. — J. J. Thomson, Recent Researches on Electr. and. Magnetism. Oxford 1893. pg. 176.

Glasplatten, die so nahe an einander gebracht waren, dass sich in der Luftschicht zwischen ihnen Newtonsche Ringe zeigten, Funken überspringen, welche von einem Ruhmkorff herrührten. Dabei stellte sich nun heraus, dass die Funken niemals an der Stelle übersprangen, wo die Platten in ihrer grössten Nähe waren, sondern an Stellen grösseren Abstandes, wo sie gleichzeitig infolge mechanischer Effekte Spuren des Ueberspringens hinterliessen. Der Abstand entsprach immer Farben der vierten und höheren Ordnung. Nach diesen Beobachtungen musste, wenn die angewandte elektrische Kraft hinreichend wäre, der Funke schon bei grösserem Abstande von Blase und Lamelle überspringen, was nicht der Fall ist.

Es ergiebt sich aus diesen Betrachtungen, dass die Vereinigung infolge elektrostatischer Potentialdifferenzen von der Anziehung der beiden Platten herrührt, dass also die Luft, welche die Vereinigung verhindert, aus dem Raume herausgepresst wird, ehe eine Vereinigung stattfindet. Dadurch wäre aber in bezug auf die beiden pg. 22 gemachten Annahmen der Endscheid zu Gunsten der ersteren gefällt worden. Dass dieser Schluss in gleicher Weise für die schwimmenden Tropfen gilt, bedarf wohl keiner weiteren Begründung.

20. Eine der hier für zwei Seifenblasen durchgeführten Betrachtung sehr ähnliche ist von Newall für zwei Wasserstrahlen gemacht worden[1]). Schon Lord Rayleigh hatte sich dafür ausgesprochen, dass das Ueberspringen eines Funkens die Vereinigung zweier Wasserstrahlen herbeiführe[2]). Newall sucht nun dies durch die Rechnung zu beweisen. Dabei kommt er nun auch zu dem Schlusse, dass ein Funken unter normalen

1) Phil. mag. (5), 20. 1885. pg. 35.
2) vgl. pg. 22. Anm. 1.

Umständen nicht überspringe. Um aber bei der gemachten Annahme, die Vereinigung werde durch einen Funken hervorgerufen, bleiben zu können, sagt er, es sei denkbar, dass in der Luft zwischen den beiden Strahlen ein verminderter Druck herrsche. Daraus solle sich nun das Ueberspringen des Funkens erklären. Ihm konnten bei dieser Annahme noch nicht die Versuche von Peace[1]) bekannt sein, denn dieselben stehen mit dieser Annahme in völligem Widerspruch. Dieser hat nämlich bewiesen, dass bei Verminderung des Luftdrucks zwischen zwei Condensatorplatten, bei so ausserordentlich kleinen Abständen, wie sie hier in Betracht kommen, immer grössere Werte für das Minimum der Potentialdifferenz erforderlich sind, das noch eine Funkenentladung hervorrufen kann. Die von Newall gemachten Annahmen sind also nicht mehr zu Gunsten des überspringenden Funkens stichhaltig. Nun ist aber, wie sich aus dem Ausströmen der Luft zwischen Seifenblase und Lamelle ergiebt, zwischen beiden kein verminderter Druck, sondern eher ein gegenüber der äusseren Atmosphäre um sehr wenig erhöhter Druck. Für zwei Wasserstrahlen kann man nun auch auf keinen Fall die Annahme machen, dass die Luft zwischen ihnen unter niedrigerem Drucke stehe. Es wird von dem Strahl immer soviel Luft mitgeführt, dass die Luftmenge zwischen beiden Strahlen dieselbe bleibt. Daraus erklärt sich dann auch, weshalb sich bei Newall keine Aenderung der Newtonschen Farben bemerkbar machte[2]).

21. Um nun noch einen vollständigen Entscheid über einige noch offen gelassene Fragen zu erhalten, wäre es wünschenswert, die durch die Beobachtung er-

1) J. J. Thomson, Recent Researches. pg. 89.
2) a. a. O. pg. 32.

haltenen Zahlen auch vollständig durch die Theorie zu identifizieren. Man müsste sich dazu etwa des folgenden Gedankenganges bedienen. Wie sich aus dem Resultat der Tabelle 4 ergiebt, ist die dort gemachte Annahme, die Berührungsfläche sei eben und der auf dieselbe ausgeübte Druck gleichmässig über dieselbe verteilt, hinreichend genau. Um nun die Zeit zu bestimmen, die von der ersten Berührung bis zur Vereinigung von Blase und Lamelle verfliesst, wird es deshalb gestattet sein, die Bewegung eines der inneren Reibung unterworfenen Gases zwischen zwei kreisförmigen Platten zu betrachten, die sich so gegen einander bewegen, dass der in der Mitte derselben bestehende Druck gegenüber der äusseren Atmosphäre constant bleibt. Dann wird sich die gesuchte Zeit ergeben als Funktion des ursprünglichen Abstandes der Platten und des Radius derselben. Ein Vergleich von Theorie und Beobachtung wird uns dann darüber Aufschluss geben können, ob einerseits die gemachten Annahmen nicht zu weitgehend sind oder andererseits der innere Reibungskoeffizient, wie er an der freien Luft gilt, auch noch in einer so grossen Nähe einer Flüssigkeitsoberfläche seine Geltung beibehält. Wahrscheinlich wird das Gegenteil eintreten. Wie schon pg. 49 bemerkt, muss man an der Oberfläche der festen Körper wie wahrscheinlich auch der Flüssigkeiten eine verdichtete Luftschicht annehmen. In dieser wird aber, bei festen Körpern ebenso wenig wie bei flüssigen, ein gleicher Wert für den inneren Reibungskoeffizienten gelten wie an der freien Luft. Eine Durchführung der angedeuteten Theorie würde unter andern diese Behauptung bestätigen oder widerlegen müssen.

Der experimentelle Teil der vorliegenden Arbeit wurde im physikalischen Institute der Universität Bonn ausgeführt und zwar noch begonnen unter der Leitung des verstorbenen Herrn Prof. Hertz, der mich durch seine bereitwillige Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit zu grossem Danke verpflichtet hat. Auch Herrn Dr. Lenard spreche ich an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank aus für die Ratschläge, die er mir nach dem Tode des Herrn Prof. Hertz gegeben hat.

Lebenslauf.

Ich, Friedrich Wilhelm Erich Kaiser, evangelischer Konfession, wurde am 31. Dezember 1871 zu Essen geboren als Sohn des Realgymnasial Oberlehrers Dr. Wilh. Kaiser und seiner Frau Ernestine geb. Ehrhardt.

Meinen Schulunterricht genoss ich am Gymnasium und, nach dem Tode meines Vaters im Herbst 1884, am Realgymnasium zu Elberfeld. Das Zeugnis der Reife erhielt ich an letzterem im Sommer 1890.

Im Herbst desselben Jahres bezog ich die Universität Marburg, Herbst 1891 München, Herbst 1892 Bonn. Während dieser Zeit beschäftigte ich mich mit dem Studium der Mathematik und Naturwissenschaften; aus diesen Gebieten hörte ich in München ausser an der Universität auch an der technischen Hochschule eine Reihe von Vorlesungen.

Meiner aktiven Dienstpflicht leistete ich im Jahre 1890/91 als Einjährig-Freiwilliger beim Hessischen Jäger Bataillon Nr. 11 in Marburg Genüge.

Augenblicklich bekleide ich die Stellung eines Assistenten am mineralogischen Institut der Universität Bonn.

Meine Lehrer waren die folgenden Herren Professoren und Docenten:

in Marburg: Bergmann, Cohen, Hess, Plate;

in München: Bauschinger, Doehlemann, Dyck, v. Miller, Oberhummer, Pauly, Riehl, Seeliger, Sohncke, Stumpf, E. Voit;

in Bonn: Hertz†, Kortum, Laspeyres, Lenard, Lipschitz, Lorberg, Ludwig, J. B. Meyer, Minkowski, Noll, Richarz, Schenk, Strasburger, Study, Voigt.

Allen diesen meinen Lehrern spreche ich hier meinen herzlichsten Dank aus.

Thesen.

1. Es kann eine Flüssigkeit bei jeder Temperatur den sphäroidalen Zustand Boutignys annehmen.
2. Das Ueberspringen eines Funkens im luftverdünnten Raume erfordert nicht in allen Fällen eine geringere Potentialdifferenz zwischen den benutzten Elektroden wie an freier Luft.
3. Für das hohe specifische Gewicht der Erde bietet nur die Annahme grosser Eisenanhäufungen im Innern der Erde eine befriedigende Erklärung.
4. Das „philosophische“ Atom ist streng zu unterscheiden von dem „naturwissenschaftlichen“ Atom.
5. Die Induktion ist die Grundlage einer jeden Naturwissenschaft.